



TITLE:

恒星物理學最近の研究(2) : Proc,
Phys. Soc London 36(1924)より

AUTHOR(S):

ミルン, E. A.; 竹田, 新一郎

CITATION:

ミルン, E. A. ...[et al]. 恒星物理學最近の研究(2) : Proc, Phys. Soc London
36(1924)より. 天界 1926, 6(69): 513-524

ISSUE DATE:

1926-10-25

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/160601>

RIGHT:

恒星物理學最近の研究 (2)

(Proc. Phys. Soc. London 36 (1924)より)

英國劍橋大學教授 A. E. ミルン

(竹田新一郎譯)

恒星の線スペクトルは、連続スペクトルの源せる高さより全體として高い所に源して居ります。反彩層(reverging layer)及び光球(photosphere)の名はこの二つの領域に對して用られるのですが、お互に連続的に入混つて居るのを忘れてはなりません。典型的な恒星大氣の雛形を畫いて見ませう。

それは、壓力、密度、溫度及び構造の異なる瓦斯層から成立つて居りませう。化合物は殆んどないであらう——溫度はその分解溫度よりも高いでせう。同じ理由から、瓦斯は殆んど全く單原子的でありませう。原子の多くはイオン化し、豊富な自由電子が存在して居りませう。或るものは原子同士の或は原子と電子との衝突により秤動されたのであらうが、多くは光電的に秤動されたのでありませう。下層では密度厚く自由電子は絶えずイオン化せる原子に衝突して再結合をするでせうが、高層では衝突や再結合はより稀でありませう。自由電子が豊かにあるために、瓦斯は傳導度高く著しい肉眼的電場は存在せぬでありませう。

一般にこの位の擾亂があるであらうかは判りません。隔離せる部分、黒點やプロミネンスに於いては擾亂は大きいかも知れない、併し一般には擾亂は對流傾斜を起すには不充分でありませう。従つて重い原子は底の方に鎮み、軽い原子は上層に勝る傾向があります。此の關係に於いて、自由電子は輕原子の部屬から除かねばならないと申すのは彼等とそのイオンとの間の靜電氣力の爲に認め得る程の分離はおこらないでありませうから——瓦斯全體としては電氣的に中性でありませう。で只原子が質量に従つて落着く傾向が有るのみであります。原子が輻射エネルギー $h\nu$ の量子を吸収する時は何時も又量 $h\nu/c$ の運動量を吸収します。原子は直ちに又量子を放射して低エネルギーの狀態に歸り、原子は反衝の運動量を受けるだらうと云ふ事は眞である。併し放射は勝手な方向に起るでせうが一方吸収は主として外方に置く輻射より起りませう。されば全體として原子は外方に運動量を得ます。この輻射壓は重力に抗して原子を支へ様とし壓力傾斜を變へるでせう。それは種々の原子に一樣には作用しない。振動數の高い程、附加運動量は大きく、従つて或る與へられた原子に及ぼす輻射壓はその吸収する波長により異なります。それは又量子の數、即ち連続スペクトルの強さに支配されます。更に又吸収及び再放射の過程の速さに依つて異なります。簡

單の爲只二つのレベルより持たぬ假想的原子を考へよう。一度量子を吸収すればその原子は標準状態に復する迄は更に他を吸収する事は出来ません。即ち輻射壓の目的には再放射する迄は其原子は無能であります。イオン化する様になつた原子の運は更に拙い。その火花スペクトルが適當な線を備ふるにあらずんば、かゝる原子は再び電子を捉うる迄は輻射壓を感じる事は出来ません。原子が或る激發状態に止る時間がこんなわけで根本的に重要になつて來ます。斯くの如き原子事情が重力の影響のみにより落着く通常の傾向をいたく妨げます。従つて重い原子が下層にあると云ふ統計的傾向はありますが、種々の構造に依り異なる大きな例外を覺悟さゝれます。

光球の層より更に外方に進めば元素は他の元素により、感知さるゝ程の干渉も受けずにその線スペクトルを自由に吸収し放射し始める様な低密度の層に先づ出會ひます。原子の各要素的層はその吸収する所のものゝ半を返し、他半は上層に向つて輻射されます。でこれら低密度層は順次に今や稀薄になつた輻射の一部を吸収し、而してその半を返し他半を進めます。この様にして單色吸収線は形成されるのです。吸収線間にある波長の輻射にまつては原子は完全に透明で、かゝる輻射は原子の温度には殆んど或は全く何等の影響を與へずにそれを通過して行きます。併しながら否彈性的な電子衝突及び三體衝突は、輻射エネルギーと分子運動のエネルギーとの間に或る量の交換を來し、その温度の上に或る制御を働かすであります。こゝでは我々は Schwarzschild の境界温度の領域を上越して居りますけれど、瓦斯は殆んどこれと同じ温度を持つて居るであります。

我々の論じて居る領域の下部では、原子の重みは主として壓力傾斜によつて支持されて居るのであります。と云ふのは一部は原子の多くが高い量子軌道にあらう爲に、一部は他の理由から著るしく數多いパツセンジャー・アトムがあらうが、それらは支持されねばならないのに輻射壓を大して利用しませんから、昇るにつれて、壓力は初め指數的に減じ、壓力傾斜は減ずるでせう。パツセンジャー・アトム及び重い原子の多くは後に残られ、云はゞ自身の資源で支持し得るものゝみから成立して居る、壓力の小さい壓力傾斜の小さい領域に達するであります。これが彩層(chromosphere)であります。こゝでは衝突は極めて稀で、各原子は主として量子の吸収より起る衝動的急撞の連續に因つて、重力に抗して支へられるのであります。温度の概念はかゝる領域には殆んど用ゐられません。存在する原子は都合よく位した吸収線を持ち、吸収後は容易に次の吸収に利用される様な状態に復すべく、餘り容易くその作用電子を失はない様な、而かも餘りに重くもないもののみであります。

諸此の種の恒星大氣により作られる様な吸収スペクトルのタイプを考へて見ませう。第一に輻射壓によつてのみ支持されて居る高位の彩層に在る原子は吸

收線の形成に相當の影響を與へるには餘りに僅少でありませう。皆既日食の時には、切線的に見て、相當の厚さを見て居りますから、閃光スペクトルとして見られます。が併し法線的に見ては、極めて少量により達しません。この事はヘリウム線で證明されます。ヘリウム線は閃光スペクトルでは著明ですが、——實際こゝでヘリウムは Janssen 及び Lockyer により初めて發見されたのです。——普通のフラウンホーフエル・スペクトルには殆んど現はれて居りません。吸収線は、相當の壓力傾斜のある、密度の餘りに小さくもなく餘りに大きくもない、而して大體に於いて原子が星の有效温度よりも稍低い温度に相當する Maxwell の速度分布を與へられて居る様な高さによつて形成されるのであります。

そこでカルシウムの線 $\lambda 4227$ の如き線を考へて見ませう。之は主系列(principal series)の第一の線で $1S-1P$ にて記されます。その線を吸収し得るカルシウム原子に對しては、一番外の電子はエネルギー最低の狀態—— $1S$ の狀態になければなりません。吸収作爲は電子がこの狀態より狀態 $1P$ に移る事に存します。従つて星の大氣により作り出される吸収線 $\lambda 4227$ の強さは、反影層中に存在する、 $1S$ 狀態に Valency electron を持つ Ca 原子の數に左右されます。併しながら存在するすべての Ca 原子がこの狀態にはないでせう。第一に或るものは丁度今、線を吸収して $1P$ 狀態にあるであらうし又他のものは或は吸収の爲に或は否彈性的衝突の爲に他の狀態例へば $1D$ 、 $1p$ 狀態等にあるでありませう。第二に Ca 原子の或るものは、衝突の爲に或はより恐らく光電的に、一個の電子を失つて居りませう。これらの原子も亦、 $\lambda 4227$ の吸収云ふ見地からは、電子一個を捕うる迄は無能でありませう。併しこの二様の無能さの間にある本質的の差異を注意して置かねばならない。原子が、轉移した電子をばきの位の迅速さを以て復歸するかは色々の事に左右されますが主として原子自身の構造に關して居ります。併しながらイオン化せる原子がその正規狀態に回復する迅速さは、加ふるに電子に出會ふ運(chance)に左右されます。激發された原子は尙その仲間を離さずに居りますが、イオン化せる原子は特に一個を發見せねばならない。而してこの發見の容易さは利要し得る仲間の數、——即ち自由電子の濃度に關聯します。斯くして、イオン化せる原子の割合は密切に壓力に左右されます。即ち壓力が小さければ小さい程、或は更に嚴密に自由電子の部分壓が小さければ小さい程、再結合の運拙く、従つて定常狀態にあつてはイオン化原子の比は大きいのであります。此の高温電離の壓力に關聯する事は初めて Saha に指示され、實驗的に充分に確められて參りました。

イオン化せる Ca 原子は、 $\lambda 4227$ の吸収放射に關しては無能であります。彼等自身のスペクトルを放射し吸収する事が出來ます。フラウンホーフエル・スペクトルの中有名な H 及び K 線はイオン化カルシウムの主系列の初の一対で

あり、従つてイオン化原子に對して、中性原子に對する $\lambda 4227$ と同等のものであり、彼等に残れる Valency electron の轉移により起ります。

壓力を一定に止めて、温度が上昇すればイオン化原子の割合は増加し中性原子の比は減少します。それで吸収線としての $\lambda 4227$ の強さは減少すべく一方 H 及び K 線の強さは増加すべきです。これは、今度、第二の電子を失つて第二段のイオン化が始まる迄續きませう。二個の電子を失つたカルシウム原子のスペクトルは、その強い方の線については遙かに紫外の側にあるので、我々の目的の爲には、新しい線は現れないと云つてよいかも知れません。

これは正しく約 3000 度の大氣温度を持つ M 型の赤星から、20,000 度或はそれ以上の氣温を持つ白又青の B 星、O 星に進むにつれ、恒星スペクトルの系列中に觀測される所のものであります。 $\lambda 4227$ の強さは着々減少して、A 型附近で全く消失します。 $\lambda 3933$, 3968 の強さは K 型の星迄着々増加し、太陽型の星では甚だ強く止まり、それから着々減少はしますが、 $\lambda 4227$ が消失して後迄も長く残つて居ります。

同じ事がストロンテウムの單線 (singlet) $\lambda 4607$ ($1S-1P$) 及び、火花複線 (enhanced doublet) $\lambda 4216$, 4078 ($1s-1\pi_{1,2}$) にもよく當てはまります。第一及び第二段の電離電壓 (ionisation potential) はカルシウムに對すると殆んど同じです。

所でこれらの線 $\lambda 4216$, 4078 は、Adams が眞光度の測定に主として利用した線の中の二つであるのを想ひ出します。偕て同じスペクトル・タイプを持つ巨星と矮星との間の主な差異はその擴散の模様に在ります。巨星の半徑は質量の同じ矮星に比べると遙かに大きい——例へば K 型に屬し太陽の質量を持つ星に對しては二十倍乃至三十倍——それで表面に於ける重力の値は約五百倍も小さいでせう。これは、矮星の外方部分に於ける壓力及び密度傾斜は巨星に對してよりも遙かに大きいだらう事を意味します。所で巨星を去る轉射は——連續スペクトルに於かうが又吸収線中の残りの強さだらうが——單位面積中の質量で數へれば矮星を去る輻射と全く同じ深さに源したに相違ありません。それで巨星を去る轉射は矮星を去るものよりも遙かに低壓區域より起つたに相違なく、而も吸収線を構成する、連續スペクトルに對する不透明度は巨星に於いては矮星に於けるよりもより低壓の所に説けられるであります。我々は二つの星に於いて同じ光學的深さまで見ます。が併し巨星に於いては傾斜のより小さい爲に我々の視域の極限はより小壓の所に起ります。従つて巨星の有効層にはより強いイオン化があるべく従つて火花線のより強い發展あるべく、Adams の觀測と精密に一致して居ります。

スペクトル・タイプを横切る第二の變數として入つて來るのは實際壓力であると云ふ事を見ました。火花線と大きな眞光度とを結ぶ Adams の關係は直接

のものではない。即ちその連鎖は強いイオン化——低壓——重力の小さい表面値——大きな半徑——大きな盤面積——大きな真光度であります。

此に於いて我々は、巨星が同じスペクトル・タイプを持つ矮星より低い有効温度を持ちながら而も火花線の強く顯はれて居ることを迷論を説明する事が出来ます。温度は温度として、巨星の大氣は矮星のそれよりも遙かに低壓にあり、従つてそのスペクトルは遙かに老型のものでありませう。この故にそれらのスペクトルの一般的外觀を基として再分類をすれば、巨星は同じ一般型に對してより低い温度を持つて居りませう。併しながら更に著しい火花線は尙秀で、居りませう。此の見地より、論理的には恒星を温度の等級(色の種類)に分つ方が好い様であります。すれば同じ種類の色を持つ巨星と矮星との間のスペクトルの變化は大いに顯著なう、加之その差異は理論研究に甚だ近附き易くありませう。

Saha は火花線の展開が強度のイオン化を意味する事を指適したばかりでなく強いイオン化は高温によると同様に低壓によつても得られる事を指適しました。Lindeman 及 Eggert にならつて彼は、熱力學的平衡にある高温に於ける瓦斯の電離度を計算するために物理化學の熱分解の公式を利用しました。高温に於ける自個電離は化學分解と全く同等のもので電離電壓により表はされる仕事(負)反作用熱(heat of reaction)に代ります。公式は電離度を温度及び壓力の函數として表はします。

壓力の値を一氣壓乃至十分の一氣壓の程度に採り、且或る線を吸収し得る原子の割合が或る分數例へば 1 或は 0.1 % になる時に、その線は現出或は消失の點にある者と假定して、Saha は現出及消失の温度を計算する事が出来ました。例へば ^{4227}Ca の消失に對して $13,000^\circ$ の温度を見出して居りますが、これは吸収線としての此の線が丁度見えなくなる所の星の大氣の真温度であるべきであります。それで Saha は此の温度をタイプ B8 の星に歸しました。同様にして彼は $^{3933}\text{Ca}^+$ の消失温度を $20,000^\circ$ 、 $^{4215}\text{Sr}^+$ の消失温度を $14,000^\circ$ と計算しました。

私は光線系列の主線(principal lines)に適用して理論を紹介しました。即ち中性原子の主線は温度の上昇と共に絶えず凋萎すべく、イオン化原子の主線は最大に上り次いで凋萎する筈であります。従系列(subordinate series)に關する理論は稍複雑であります。こゝに主系列なる用語は最低エネルギーの狀態にある原子により吸収さる線の系列と同意義のもので私は使用しました。この用語法にすれば例へばバルマー線(Balmer lines)は主線ではありません。蓋しバルマー線を吸収する爲には水素原子は先づ第一に第二の量子狀態に迄高められねばなりません。低温度では標準狀態以外にある原子の割合は問題になりません。温度の上昇すると共に任意の激發狀態にある割合は増加しませう。斯くの

如く主系列の線は温度が如何に低からうとも吸収線として現れ得ますけれども一方従系列の線は温度が充分に高まつて激發原子 (excited atom) の相當な分數を生ぜる時にのみ現はれるであります。最後に従線は原子がイオン化する様になつた時主線と共に消失せねばなりません。中性原子の主線は消失點のみを持ちますが従線はイオン化原子の主線及實際他のイオン化原子の従線と同じく出現點消失點及び其の間に最大を持つて居るであります。

一例として Mg の鋭三重線 (sharp triplet) $\lambda 5184, 5173, 5167$ ($1p_{1,2,3}-1S$) は K₀ 星まで強さ増加しそれから減少して行きます。バルマー線は A₀ 星迄絶えず強さを増しそれから除々に減少します。ヘリウムの弧燈線 (arc lines) は只今の見地からはすべて従系列の線ですが A₀ 型の星に現れ B₂ 型に最大となり Plaskett 型 O₅ に於いて消失します。火花線 $\lambda 4481$ Mg ($2s-3p$) はイオン化原子の従線ですが太陽 (G₀ 型) に初めて現れ、バルマー線と同時に最大に達し、O₇ 型に於いて消失します。電離電壓の高い程、或は、標準狀體と相當激發狀體とのエネルギー・レベル差の大きい程或る與へられた線の顯出して居る星は高温であります。

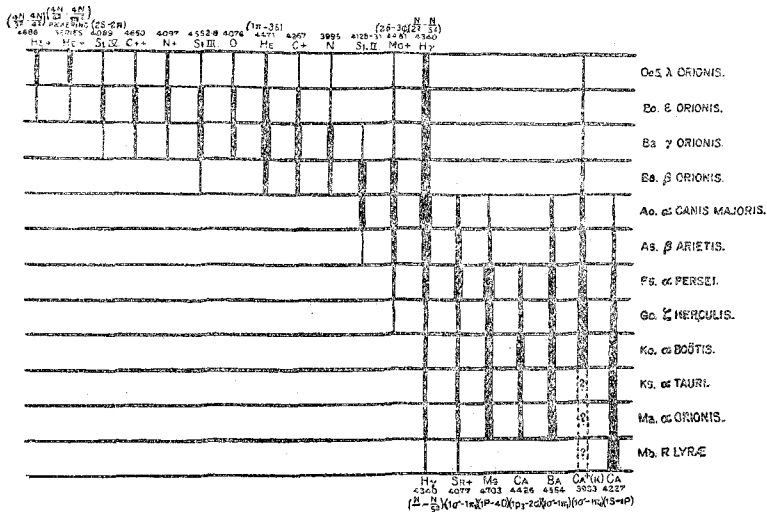
廣義に云へば、之等の考察は、系列關係の知られて居る線に對して、星のスペクトルの系列に起る、出現、最大、消失即ち強さの高上及び衰退を説明し、而も更にその適當の順位に於いて説明して居ります。炭素、窒素、酸素、又は鐵、テタニウム、の更に複雑なスペクトルの線により受ける變化の系列もやがては同じく説明するに至らうと考へるのも無理ではありません。

併し量的見地からは今迄のでは望まらべき點があるのであります。或る最小の濃度があつて、それ以下では適當の狀體にある原子が觀測し得る吸収線を生ぜぬ様な最小濃度の値を稍不定的に假定する必要がありました。更に壓度に對する値を同じく不定的に假定する事が必要でありました。最近に至り、恒星系列に於ける線の消失出現の位置によらずにその最大強度の位置に注意を集中し以てこの難點の第一を避け第二に打勝ち得る事が發見されました。

再び、バルマー線の如き激發狀體にある中性原子によりてのみ吸收さるゝ線を考へて見ませう。任意の與へられた壓力に對し、激發狀體にある中性水素原子の割合は温度の上昇すると共に増加するでせう。併し中性である全原子の割合は温度の上昇と共に減少しませう。激發狀體にある全原子の割合はこれら二つの分數の相乘積であります。低温では殆んどすべての原子が中性であらうけれども殆んどいくらも激發狀體にはないであります。高温では中性原子の大部分は激發狀體にあらうけれども中性原子の數が少なくなつて居りませうから再び激發原子の數は少いであります。その間に最大があります。元 Boltzmann に依る統計力學は或る與へられたエネルギーを持つ中性原子の分類、即ち或る與へられた激發狀體にある分數を與へます。これをイオン化公式と結んで、我々

は任意の温度に於いて激發狀態にある原子の眞の割合を求むる事が出来ます。一度微分して、その温度に於いてこれが最大値を持つかを知ります。電離電壓及系列關係の知られた從線に對して、或る與へられた激發狀態にある原子の最大濃度を持つ温度は、自由電子の部分壓が只一つの未知數である確定公式により與へられる事が知れました。

第一圖



恒星スペクトルの種々の型を通じて種々の吸収線の相對強度を圖示したものである。——Mr. F. E. Baxendale の目測による。主要目的の一つは各線がその最大強度に達するそれぞれの星のタイプを圖示するにあつた。強さの比較は單に縦の方向のみに意味があつて、横の方向に厚みを變へて居る線はその特別の型に對しての相對的な強さを表はしては居るのではない。

我々は當然この激發原子の最大濃度を持つ温度を恒星系列に於けるこれに相當する線の最大強度を示す温度と同一視する事が出来ます。バルマー線は約千度の有效温度を持つA₀型の星で最大に達する。この温度は壓力を 1.3×10^{-4} 氣壓にすれば計算した温度と一致する事が見出されます。それでこの壓力は、強い水素吸収線を生ずる恒星大氣の各層に於ける平均電子密度であるべきであります。

同じ壓力が一般に保持されるものと假定し、それを公式に入れて、他のすべての從系列線に對し最大強度の温度を決定する事が出来ます。ソドウム^{ナトリウム}の鋭線及び散線 (diffuse lines) は 3,900° の温度で最大を持つべく、カルシウム^{カルシウム}の散三重線及び鋭、散單線は 4,400° にて、マグネシウム^{マグネシウム}の之に相當する孤燈線は 5,3

00° にて、ヘリウムの弧燈線は 16,000° にて、Pickering 系列は 35,200° にて最大となる筈である事が知れます。恒星系列に於ける最大の観測位置を視て温度のスケールを得ます。或は又順を變へて、他の證左より知り得た星のスケールを假定して壓力を計算する事も出來ます。

大まかに云へば、斯くして得た温度の尺度は他の方法で誘導したもの的一致して居ります。恐らく、この理論の最も著しい確證はマグネシウムの火花線 $\lambda 4481 (2s-3p) \text{Mg}^+$ により與へられます。それはバルマー線と同時に A₀ 型の星に於いて最大を持つ事が観測され、而して計算された温度は 10,200° であります。單に光學上の數量のみ使用して、全く量的な理論からも亦、中性水素原子に因るバルマー系列ミイオン化マグネシウムの基礎的系列の最初の複線との如く、起源に於いても、又系列關係に於いてもそんなに異なる線が同時の最大を持つべき事が豫示されるのであります。

ヘリウムの弧燈線の計算された最大、16,100° は B₀ 型の温度を定めます。斯くの如く種々の観測決定の多くはスペクトル理論を確めます。今日迄只一つの見掛けの相違は三重にイオン化せる硅素及びイオン化ヘリウムについて起ります。A. Fowler 教授の研究によれば、硅素から第四の電子の除去に對する電離電壓は 45 ボルトである。第二主系列の初めの一對線 $\lambda 4088, 4116$ は 27,000° で計算された最大を持ちます。その線は B₀ 型の ϵ Orionis に於いて最大を持つ事が観測されます。B₀ 型の星の有效温度は普通、これよりも遙かに低いと考へられて居ります。更に Pickering 系列の最大に對する計算温度 35,000° はこれらの線が主要な特徴である O 型の星に對しては寧ろ高きに失するでありませう。併しながら恐らく高温星のハーバード・スペクトル分類は全く大きな温度階段に相當して居りませう。例へば B₀ として分類されて居る星の中には大きな進みがあります。又注意して置くべき事は若しも激發しにくいこれらの線に對して、 10^{-4} 氣壓以下の低壓が必要とされるならば、計算された温度はもつと低く出て來るでありませう。

他の系列關係が利用される様になつて來れば、尺度中に更に多くの點が決定され得る様になりませうし、我々はこれと關聯して、Fowler 教授が貯へて下さる新しい結果に非常な興味を以て期待する事が出來ます。

強い線の起源する平均壓力がすべての線に對して、少くとも大きさの程度に關しては同一であるとの假説は尤ろしくはありますが、今迄の所では純粹な假定であります。若しも普通に認用されて居る M より B に至る温度尺度を採り計算された最大を持つ温度が一致する様に壓力を定めると、最も著しい事はそれが 10^{-4} 氣壓の周りに群る一様さであります。變移は單に太陽に於いて高層線乃至下層線として知られて居る線から期待されるであらう様なもののみであります。(計算により與へられた壓力は全壓ではなく電子の部分壓であります——イ

オン化原子による電子捕捉の割合を支配する従つて電離度を制御するものはこの部分壓なのですが全壓も一般に同程度のものでありませう。)

疑問が起ります。何故壓力は此の程度なのであらうか。恒星大氣中の壓力は一氣壓乃至數氣壓に及ぶものであると云ふのが信じられて來て居ります。實際弱い線に對しては壓力は強い線に對するよりも高くありがちである。ご申すのは弱い線では星の大氣のより深部迄を見て居りますから。Saha のやり方は一氣壓の假定的壓力に立つて居りながら觀測と一致した結果を與へて居るのは境界の現失に對し任意に高い濃度を假定したからであります。バルマー線は、 10^5 に一個の適當な原子があればその最大を持つのに Saha は單なる出現に 10^2 に一個乃至 10^3 に一個の濃度を假定しました。斯くの如く限界性質からの結果はこの點については齟齬して居りません。而もすべての方面の新しい研究は一一消長の壓力變移からでも、又 TiO_2 の如き化合物の分解による消失からも一一一致して小さい乃至實際に零な壓力を決定して居ります。併しながら因果的の基礎に立つて 10^{-4} 氣壓なる數字を説明する事が出来るのでありませうか。

これに取りかゝるにすら我々が提出して來ましたものよりも遙かに洗練された考察が必要であります。適當な原子の濃度は高さによつて異りますし、その結果するスペクトル線の強さは重なつた影響により左右されます。大氣の構造に關する詳細の理論が必要となつて來る——最早や平均の壓力、平均の濃度で取扱ふ事は出來ません。併しながら、そんな理論に於いても、我々に知られて居らぬ一つの物理常數、即ち當該スペクトル線に對する瓦斯の吸收係數がある事は明かであります。係數の大きい程瓦斯は不透明であり、その線の振動數を持つ輻射に於いて星の大氣は僅かより見通されず、従つて壓力は低いのです。壓力の絶對値は吸收係數の絶對値により異ります。

扱て瓦斯の吸收係數は一般に二つの因子の相乘積であります。即ち一つは必要な狀態にある原子の濃度、他は必要な狀態にある原子に對する原子吸收係數 (atomic absorption coefficient) であります。我々は既に濃度を勘定しました。次の段は原子吸收係數を勘定する事であります。反彩層に於ける壓力の大きさの程度は原子吸收係數の大きさの程度より決つて來ねばなりません。これを知れば壓力を計算できる筈であるし、或は又逆に壓力から原子吸收係數を誘導し得べきであります。

原子吸收係數は或る與へられた輻射に曝されて居る、或る與へられた狀態にある原子が一量子を吸收する確率により左右されます。單色吸收係數の直接測定は誠に望ましい事です。只一つの觀測は水銀蒸氣による水銀共鳴線の吸收についてなされた Wood の觀測であります。これによれば 10^3 程度の吸收係數を示して居ります。Einstein は吸收係數が、原子が再び放射する迄激發狀態に止まつて居る平均時間と簡單に結ばれて居る様を示しました。明かに。

が短い程放射の確率は大きく放射係数は大きい。従つて Kirchhoff の法則によつて、吸収係数も大きいのであります。實驗によつて、 τ は 10^{-8} 秒程度なる事が見出されて居りますが、この値は Wood の實驗により示された光學的吸収係数に導きます。

單光吸収係数の絶對値、或は同じ事であるが τ の値の満足な決定は反彩層中の壓力により純粹な天體物理的證左よりは未だ成就されては居りませんが、豫備的に當つて見るに少くとも 10^8 乃至 10^9 になつて、Wood の實驗及び τ の實驗的數値より誘導したものによく一致して居ります。この計算の正當さも、全く巨星及び矮星の間の正しい温度差を豫示する可能性によりチェックされねばならないのでありませう。

Eddington は Capella の如き星の内部に於いては平均の吸収係数 (すべての波長に對し) は約 150 である事を示しました。これは一氣壓に於ける 6in. の空氣に相當する質量の恒星物質の扁板はその一側に落ちる輻射の $\frac{1}{20}$ のみを通過する事を意味します。彼は註解しました「星は斯くの如く驚くべき程輻射に對し不透明である。」併しながら恒星大氣に在つて吸収線の形成に關する單光吸収係数は一億倍も大きいのであります。吸収線が斯く比較的低压に源する様に思はれるのは、この大きな不透明度によるのであります。實際、從線を吸収し得る様な高い量子状態にある原子は、原子の全數の高々極僅かな分數をなして居るのである事を想ひ起すまでは、斯くの如き大きな吸収係数に對しては、 10^{-7} 氣壓は寧ろ大きな壓力の様に思はれるのであります。激發原子の部分壓は實際極めて小さいものに相違ありません。

我々は、低壓は表面重力 g の小さい値に伴ふ事を見ました。所で、低壓は又 τ の小値に伴ひます。 g は星により異り一方 τ は原子により異なるか故に、これらの影響を解き得る筈であります。

此に於て、或は一方種々の線より誘導した壓力の値が一般に類似して居るのは τ がすべて原子のすべて線に對し同じ大きさの程度であるを云ふ事實の反映であり、一方其の間に存在する相違の因をたづねれば、全く種々の原子に對して τ の値の相異なるに至るかも知れないのであります。例へば若し τ が三重にイオン化した硅素の様に高度にイオン化した原子に對しては、著しく小なるものゝすれば先きに申した様な異常は説明されるのであります。

純粹物理學の立場より見て更に興味深き事は、實驗室に在つては困難を以てのみ測り得る τ の絶對値を天體物理的證左から評價し得るのであります。 τ を供する事の出来る天體物理的證左の全く異なる方面を申上げて結びませう。

私は先に、彩層 (chromosphere) は輻射壓により支持された、極めて低壓にある瓦斯の領域であるを申しました。イオン化の壓力への關連に關する理論を Saha が始めて應用したのは太陽の彩層に對してでありました。イオン化原子に

よる線は中性な同じ原子に因る線よりも一般に反彩層の上遙か高きに迄擴つて居ります。即ち Mitchell の發見によれば Ca^+ の H 及び K 線は 14,000km 迄擴がつて居るのに一方 Ca の $\lambda 4227$ は 5,000km 迄より昇つて居りません。同様に $\lambda 4215\text{Sr}^+$ は 6,000km 迄擴つて居るのに、 $\lambda 4607\text{Sr}$ は只 350km 迄より延びて居りません。著しき高所では壓力は極めて低く、 Ca , Sr の如く比較的低い電離電壓を持つ瓦斯は全くイオン化し只火花線のみ見ゆるのであります。水素原子は、高い電離電壓を持つて居るので極めて高い所でも尙電子を失はずに居ります。之に反して Mg の火花線 $\lambda 4481(2s-3p)$ は殆んど見えぬ位なのに Mg の弧燈線は 6,000km 迄も擴つて居ります。併し之はやはり理論と一致して居るのであります。ご申すのは Mg 原子はこんな高い所では大部分イオン化して居るのでせうが、 $3p$ 軌道に電子を持つものは比較的僅かしかないのでありませう、 Mg^+ の $3p$ 軌道は Mg^+ 原子の標準状態よりも只 11.57 ボルトだけ高いエネルギーであるのに一方 Ca^+ の 1π 軌道は Ca^+ 原子の標準状態よりも只 3.14 ボルトだけ高いに過ぎません。高層に於いて $\lambda 4481$ の現れないのは、斯くの如く、 $\lambda 3933$ の強く現はれて居るの少しも矛盾して居らぬのであります。

高層に於いては各イオン化カルシウムは、輻射壓と重力とが寄合つて平衡にあると假定しませう。原子が $\lambda 3933$ の量子を吸収する毎に、それはある衝動を受ける、そして平衡にあるためには此の衝動が毎秒 10^4 回必要である事が容易に計算されます。若し原子の曝らされて居る輻射の強さ、及び吸収の可能なスペクトル域を知つたならば、毎秒 10^4 回の衝動に於いて吸収さるエネルギーの量を吸収に利用さるゝ量と比較し得、従つて吸収係数を計算する事が出来るのであります。併しながら線の幅は決めにくいので、次の様にして困難を避ける事が出来ます。——

各衝動の後原子は次回に備ふる爲標準状態に復さねばならない。斯くして全循環の平均時々は約 10^{-4} 秒であります。若し τ_1 を各原子が放射二次の吸収との標準状態に過す平均時ととし、 τ を吸収より次の放射迄の、激發状態に送る平均時とごすれば、和 $\tau + \tau_1$ は約 10^{-4} 秒でなければなりません。Einstein に従つて熱力學的考察より、任意の與へられた輻射の強さに對し比 τ/τ_1 を評値出來ます。(τ は強さには關係せず、 τ_1 は強さに逆比例します。) 線の巾は必要としません。比 τ/τ_1 を和 $\tau + \tau_1$ と結んで、我々は τ 及 τ_1 を別々に得ます。只一つ確かでないのは高い彩層で原子の曝らされて居る強さであります。併しながら、吸収線が形成されるからには、強さは高くも周圍の連續スペクトルに於けるよりも大きい事はありません。

關係は次の形にまとめられます。

$$\tau + \tau_1 = 10^{-4}$$

$$\frac{\tau}{\tau_1} = \frac{I_{\text{chrom.}}}{I_{\text{phot.}}} \times 6 \times 10^{-4}$$

而して $I_{\text{chrom.}} < I_{\text{phot.}}$ でありますから、直に τ は 6×10^{-8} 秒よりも小さくしなければならぬ事が見出されます。若し線の中心に於ける強さが例へば周囲の連続スペクトルの $\frac{1}{30}$ であるごすれば τ は 2×10^{-9} 秒に出て來ます。線に於ける強さの正確な測定は我々の假説に立つて τ の正確な値を供給するでありませう。實際彩層のカルシウムは高層に於いて平衡を保つ爲に丁度の強さを與へる様に整つて居らねばなりません。Ca⁺ に對し此の様に誘導した τ の値は水素に對する實驗的の値の程度を持ち、今迄なされた斯くの如き他の評價と一致して居ります。且太陽の彩層中の高層に於いて Ca⁺ が平衡に在る様に思はれるご云ふ單なる質的な觀測からこんなに迄誘導する事が出来るご云ふのは一寸注意すべき事であります。

原子の標準状態より出るのではない、水素線やヘリウム線の如き他の彩層線へのこれが應用は更に困難でこゝにはそれが考察を省略いたします。

斯くの如く天體物理學的證左より、全く獨立的論法を以て、或る原子の或る線に對する原子の量を評價する事が出來ます。即一つは恒星のスペクトル系列を通じて線の強さの進行に基礎を置き、他は彩層の平衡に立つて。近時のスペクトル論は天體物理學に關する多くの問題を解結しました。そのかはりには、天體物理學は又原子物理學に何等か貢獻する所あるのであります。

怪星ミラが大きい！

變光星として最初に發見されたミラ (Mira) が此の頃最大光輝に近づいて、見事に燃え上つて來た。場所はくぢら星座の東邊に近く、赤徑 2 時 14 分、赤緯 (南) 3 度半であるから、十一月の初めには既に東天高く登つてゐる。

此の星は 1596 年にファブリシウスが發見したものであつて、光輝は二等級から九等までの間を往來し、其の週期は約 330 日である。今年の最大光輝の日を、AG 協會では十一月七日と豫報し、米國ハーバード天文台では十一月四日として豫報してゐるが、何れにしても十一月月上旬であることは確かである。

——平素は見えない此の珍らしい星を、今日此頃、肉眼でも見得るごいふことは、吾々の楽しみの一つである。

肉眼觀測で此のミラの光輝の變化を觀測される人々のために、下に適當な比較星を擧げる。星の位置は本會發行の簡易星圖や古賀恒星圖を見て下さい。

くぢら座ア星	2.8 等級	くぢら座ア星	4.0 等級
同　　ベ星	2.2	う　　を　座ア星	3.3
同　　ガ星	3.6	ひつじ座ア星	2.2